Nr. 8. Warszawa, 25 sierpnia 1929 r. Rok VII.

TECHNIKA CIEPLNA

Czasopismo Stowarzyszenia Dozoru Kotłów w Warszawie.
Oficjalny Organ Polskiego Komitetu Normalizacyjnego dla Spraw Kotłowych.

Redaktor: Inż. techn. JAN KOMARNICKI.
Wydawca: Stowarzyszenie Dozoru Kotłów w Warszawie.
REDAKCJA i ADMINISTRACJA: Warszawa, Chmielna 2, m. 6. Tel. 275-45.
GODZINY BIUROWE: Redakcji—piątki, od 18 do 20, Administracji—codziennie, od 10 do 15.

Prof. CZ. GRABOWSKI.

ZASADY HYDRAULICZNEJ TEORJI CIĄGU NATURALNEGO.

Przepływ gazów spalinowych w piecach i kotłach parowych podlega skomplikowanym prawom fizyczno mechanicznym. Jak ogólnie wiadomo, przyczynę ciągu t. zw. naturalnego stanowi różnica pomiędzy ciśnieniem powietrza pod rusztami i ciśnieniem gazów na dnie komina. Różnica ta będzie tem większa, im wyższy jest komin, a również im wyższą jest temperatura gazów w tym kominie[1]): zostaje ona użyta na wytworzenie energji kinetycznej gazów i na przezwyciężenie oporów hydraulicznych[2]).

Zastanawiając się nad naukowemi podstawami, na których oparta być powinna teorja ciągu, znajdujemy poważne luki w odpowiednich działach naszych nauk technicznych: 1) nie znamy bowiem bliżej istotnych praw przepływu gazów spalinowych wogóle, a w szczególności praw, którym podlegają .t. zw. opory hydrauliczne; 2) nie znamy również pełnych praw przenoszenia ciepła pomiędzy środowiskiem gazowem a ściankami kotła parowego lub obmurowaniem[3]).

Zadawalniając się jednak czysto techniczznem ujęciem tej sprawy, dojdziemy (w rozdz 2) do wniosku, że całokształt zjawisk, które zachodzą podczas przepływu gazów ogrzewających kocioł parowy, jest nader skomplikowany, a zatem inżynierom i technikom potrzebna jest przedewszystkiem prosta — *schematyczna* teorja ciągu, któraby wyjaśniałaby ogólny charakter tego rodzaju zjawisk. Teorją taką jest t. zw. hydrauliczna teorja ciągu.

---

[1]) oraz im mniejsze są opory hydrauliczne w samym kominie. Zobaczymy jednak dalej (rozdz. 5), że wzrost temperatury gazów kominowych nie zawsze powiększa sprawność komina, t. j. nie zawsze powiększa ilość gazów, przepływających przez komin, aczkolwiek powiększa ich objętość.

[2]) Jako model, ilustrujący zasadę działania komina, służyć może rurka w kształcie litery *U* (rys. 1, por. str. 136) napełniona wodą i ogrzana u dołu z jednego boku (w punkcie *a*): ciecz ogrzana unosić się będzie do góry i wylewać przez otwór *b*; aby proces ten zachodził bez przerwy, odpowiednia ilość wody powinna stale dopływać przez otwór *c*. Gdybyśmy usunęli palnik, to woda przelewała by się nad otworem *c*.

[3]) O zakresie obecnej hydromechaniki będę miał możność powiedzieć słów kilka w rozdz. 1. Co się zaś tyczy praw przenoszenia ciepła środowisku gazowem, to obecna teorja prof. Nusselta i dra Reihera (Dr. Ing. H. Reiher. Wärmeübertragung von strömender Luft an Rohre und Röhrenbündel im Kreuzstrom. — Forschungsarbeiten *VDI.*, *H.* 269 r. 1925) podaje nam jedynie wzory o charakterze statystycznym, t. j. wzory do formułowania rezultatów, otrzymanych drogą doświadczalną, lecz wzory te naukowo nie są jeszcze dostatecznie uzasadnione. Oparte są one na prawach podobieństwa hydrodynamicznego i termicznego i mogą być stosowane jedynie do kotłów wodnorurkowych, ale do rur płomiennych i kanałów bocznych nie znalazły jeszcze zastosowania.

Encyklopedję nowoczesnych prac o przenoszeniu ciepła czytelnik znajdzie 1) w podręczniku prof. ten Boscha z Zurychu: Die Wärmeübertragung" (wyd. 2 r. 1927. Berlin. Springer) i 2) w podręczniku dr. inż. F. Merkela docenta politechniki w Dreznie: „Die Grundlagen der Wärmeübertragung" (Drezno i Lipsk. Steinkopf 1927).

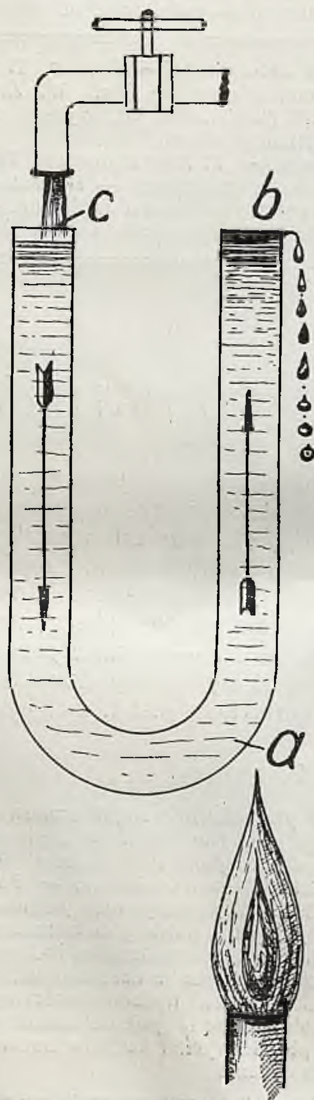
W sprawie przenoszenia ciepła w aparatach przemysłowych ogłosiłem szereg artykułów w „Gaz. Cukr." (w Nr 47 i 48 r. 1927, w Nr Nr 20, 21, 22, Nr Nr 31, 32, Nr Nr 45, 48, Nr Nr 49, 52 r. 1928; w Nr Nr 6, 7 i 14 r. 1929).

W jednym z tych artykułów (Nr 20 — 22 r. 1928) uwzględniłem specjalnie w formie popularnej te wiadomości z hydromechaniki, na których oparte są nowoczesne teorje przenoszenia ciepła w cieczach i w gazach.

1. Przemiany termodynamiczne w prądzie gazów, ogrzewających kocioł parowy.

Podstawowem prawem *ustalonego* ruchu ciał płynnych jest prawo Daniela Bernouilli'ego. Do ciał gazowych stosowane ono być może jedynie dla nieskończenie małego elementu, t. j. w formie różniczkowej:

$$\frac{dp}{\gamma} + d\,\frac{w^2}{2g} + dz = 0 \quad . \; . \; . \quad (1)$$



Rys. 1.

gdzie $\frac{dp}{\gamma} = vdp$ ($v = 1 : \gamma$ — obj. wł., p ciśnienie hydrodynamiczne) jest to elementarna „praca techniczna" [4]), $d\,\frac{w^2}{2g}$ — przyrost energji kinetycznej (w — prędkość w kierunku osi przepływu), dz — przyrost energji potencjalnej (z — wysokość t. zw. „niwelacyjna"); w technice wartości te wyrażamy w *kg. m* w przeliczeniu na 1 *kg* gazu, a więc wyrażamy je w *kg.m/kg* t. j. w metrach [5]).

Prawo to w formie ogólnie stosowanej

$$\frac{p}{\gamma} + \frac{w^2}{2g} + z = const \quad . \; . \; . \quad (2)$$

wyprowadzone zostało w założeniu, że $\gamma = const$; nie uwzględnia ono t. zw. tarcia wewnętrznego cieczy ani też jakichkolwiek innych *oporów hydraulicznych*, a więc słusznem jest jedynie w teorji — dla cieczy nieściśliwych i t. zw. doskonałych (t. j. nie podlegających tarciu wewnętrznemu), pracujących w idealnych warunkach [6]).

Wychodząc z założenia, że opory hydrauliczne proporcjonalne są do energji kinetycznej, hydromechanika techniczna do równ. (2) dodaje wyraz, uwzględniający stratę energji na opory hydrauliczne, a mianowicie

$$Z = \zeta w^2 : 2g \; ^{7}),$$

[4]) patrz prof. Stefanowski „Termodynamika techniczna" str. 16.

[5]) Równanie (1) w formie

$$dp + \gamma d\,\frac{w^2}{2g} + \gamma dz = 0$$

uwzględnia działanie na badany element sił wewnętrznych (a więc przyrost ciśnienia *hydrodynamicznego dp* w kierunku osi przypływu), działanie siły ciężkości γdz badanego elementu oraz siłę bezwładności ($\gamma d\,\frac{w^2}{2g}$ — a więc prawo d'Alembert'a).

[6]) Hydromechanika teoretyczna a) daje nam dynamikę cieczy doskonałych i niesciśliwych, b) teorję ruchu t. zw. laminarnego, uwzględniającą do pewnego stopnia prawa lepkości, c) zasadnicze wiadomości o t. zw. niezakłóconym ruchu burzliwym cieczy rzeczywistych. Pionerem tej ostatniej nowej dziedziny wiedzy w chwili obecnej jest profesor Politechniki Warszawskiej inż. Michał Broszko, który teorję swoją zreferował na drugim międzynarodowym zjeździe mechaniki technicznej („Ueber turbulente Strömung durch Rohren. Verhandlungen des 2 Internationalen Kongresses für Technische Mechanik" 1927 st. 465 i nast.), a następnie ogłosił w szeregu prac w „Zeitschr. f. Physik" w r. 1927:

1. Ueber die Irrtümlichkeit der Navier — Stokesschen Hydromechanik (t. 43 zeszyt 7).
2. Neue Grundgleichungen der Mechanik wirklicher Flüssigkeiten (t. 44, zesz. 1 i 2).
3. Erwiderung auf die Bemerkungen des Herrn W. Tollmien zu meinen hydrodynamischen Arbeiten (t. 46, zeszyt 1 i 2).

Zasadnicze wiadomości z hydromechaniki czytelnik znajdzie w dziełku T. Truskolańskiego „Hydromechanika" (z przedmową prof. Hubera. Lwów 1925) oraz w dziełku prof. v. Misesa; „Elemente d. technischen Hydromechanik" (Lipsk, Berlin. Teubner 1914).

W niedalekiej przyszłości ma wyjść z druku w języku niemieckim kurs hydromechaniki prof. Lichtensteina (Berlin wyd. Springera).

[7]) Opory hydrauliczne składają się 1) ze strat energji na „tarcie wewnętrzne" ruchu laminarnego, 2) ze strat energji na normalny ruch burzliwy — falisty (t. zw. ruch burzliwy niezakłócony), 3) ze strat energji na tarcie o ściany rury, kanału lub innego łożyska, 4) ze strat energji na przezwyciężenie oporów specjalnych, które *zakłócają* ruch normalny; opory takie dają nam wszelkie tamy — zasuwy, zawory, a także zmiana szybkości i kierunku ruchu. Jasną więc jest rzeczą, że techniczna forma matematycznego ujęcia tych oporów posiada charakter jedynie *statystyczny* i nie wyjaśnia istoty zagadnienia.

a zatem dla gazów techniczna forma prawa Bernouilli'ego otrzyma postać różniczkową:

$$\frac{dp}{\gamma} + d\,\frac{w^2}{2g} + dz + \frac{w^2}{2g}\,d\zeta = 0\,. \quad . \quad (3)$$

Chcąc równanie (3) powiązać ze zjawiskami cieplnemi, które zachodzą w badanym prądzie gazu, (przyjmując prąd poziomy t. j. $dz = 0$) nadamy temu równaniu postać termodynamiczną

$$-\,Avdp = Ad\,\frac{w^2}{2g} + A\,\frac{w^2}{2g}\,d\zeta\,. \quad . \quad (4)$$

(gdzie $A = \frac{1}{427}\,\frac{Kcal}{kg.m}$; w kierunku prądu gazów $dp < 0$). A więc t. zw. praca techniczna, wykonana przez gaz, zostaje zużyta na wytworzenie energji kinetycznej i przezwyciężenie oporów hydraulicznych. Energja zużyta na przezwyciężenie oporów hydraulicznych zamienia się na ciepło, a zatem

$$A\,\frac{w^2}{2g}\,d\zeta = dq \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Przechodząc pod kotłami parowemi, gazy spalinowe znaczną część swego ciepła oddają ściankom kotła (oraz pewną stosunkowo nieznaczną) obmurowaniu; dla wyżej wymienionego nieskończenie małego elementu gazu, (który w równ. (4) wybraliśmy dla pewnego ściśle określonego miejsca w kanale dymowym) oznaczmy ją dQ'.

Wskutek oporów hydraulicznych wydziela się dq ciepła, więc według pierwszego prawa termodynamiki ilość ciepła wytworzona kosztem pracy sił zewnętrznych ($-Apdv$) i energji wewnętrznej ($-du$), równać się będzie (ponieważ $du < 0$, $dv < 0$)

$$dQ = -\,du - Apdv = dQ' - dq \quad . \quad (6)\,[8]$$

Sumując trzy ostatnie równania (4, 5, 6) otrzymamy, ze

$$-\,(du + Apdv + Avdp) = -\,dI = dQ' + $$
$$+ Ad\,\frac{w^2}{2g} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

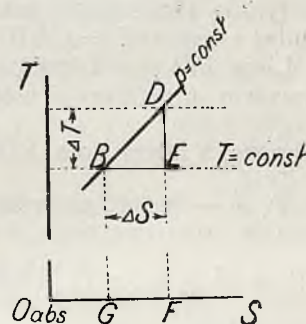
t. j. strata zawartości ciepła gazów spalinowych zostaje zużyta na wytworzenie energji kinetycznej i na ciepło oddane, a zatem *całkowita strata* ciepła pod kotłem

$$\triangle\, I = Q' + A\,\frac{w^2}{2g}\;Kcal/kg \text{ gazów} \quad . \quad . \quad (8)$$

[8]) O ile $dQ = 0$, $dq = 0$ (a zatem $d\zeta = 0$), to mamy proces zwany w fizyce teoretycznej procesem „adjabatycznym odwracalnym" (lub w skróceniu w termodynamice technicznej — „adjabatycznym"). O ile $dq > 0$, a $d\,\frac{w^2}{2g}$ praktycznie $= 0$, mamy wypadek specjalny procesu adjabatycznego *nieodwracalnego* zwany w technice dławieniem przepływu, gdy praktycznie spadek zawartości ciepła w gazie lub cieczy $dI = 0$, t. j. mamy przepływ przy stałej zawartości ciepła.

Można z łatwością dowieść, że w równaniu tem $A\,\frac{w^2}{2g}$ jest wartością bardzo małą w porównaniu z Q.

Jeżeli nadawanie gazom spalinowym pożądanej szybkości traktować będziemy oddzielnie od ogrzewania kotła i oporów hydraulicznych nie będziemy uwzględniali, to wyeliminowane w ten sposób wytwarzanie energji kinetycznej będzie procesem adjabatycznym odwracalnym. Sprobujmy więc dla takiego fikcyjnego procesu adjabatycznego określić spadek temperatury, odpowiadający szybkości gazów u wylotu z komina = około 7 *m/sek*. Na wykresie entropowym $T - S$ (rys. 2) wyrazi się on prostą pionową DE.



Rys. 2.

Zawartość ciepła w punkcie E dla gazów doskonałych równa się zawartości ciepła w punkcie B (t. j. $I_E = I_B$). Przemiana izobaryczna BD ($p = const$) wymagałaby dostarczenia $c \triangle T$ *Kcal/kg* (gdzie c ciepło właściwe pod stałem ciśnieniem wyrażone w *Kcal/kg. stopni*), a zatem podczas procesu adjabatycznego (DE) na energję kinetyczną 1 *kg* gazu zamienia się $c \triangle T$ *Kcal/kg* gazu. A więc

$$\frac{w^2}{2g} = 427\,\frac{kg.\,m}{Kcal} \times$$
$$\times\, c \triangle T\,\frac{Kcal}{kg} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

skąd dla $w = 7$ *m/sek*, $c = 0{,}25$ *Kcal/kg stopni* ($2g = \infty\; 20$ *m/sek*^{2}) otrzymamy $\triangle\, T < 1/40^0$, czyli spadek temperatury spowodowany wytworzeniem energji kinetycznej gazów jest tak mały, że nie należy go brać pod uwagę i wyżej wyjaśniony proces po wyeliminowaniu go od wymiany ciepła i od oporów hydraulicznych traktować możemy jako proces z technicznego punktu widzenia *izotermiczny*, a ilość energji cieplnej zużyta na wytworzenie energji kinetycznej gazów spalinowych jest również znikomo mała, bo wynosi zaledwie $^1/_{170}$ *Kcal/kg* gazu.

Zależność pomiędzy $\triangle\, p$ spadkiem ciśnienia i wytworzoną energją kinetyczną ($w^2 : 2g$) gazów spalinowych dla procesu odwracalnego adjabatycznego na podstawie wykresu entropowego określić możemy w sposób następujący. Podczas

rozprężania adjabatycznego DE (rys. 2) mamy taki sam spadek ciśnienia $\triangle p$, jak i podczas rozprężania izotermicznego BE. To ostatnie rozprężanie wymagałoby doprowadzenia ciepła $BEFG$ w celu wykonania pracy technicznej $\int_B^E vdp$ (ponieważ, jak dopiero co było powiedziano, $I_B = I_E$), ponieważ zaś spadek ciśnienia $\triangle p$ jest nieznaczny, więc w pierwszem przybliżeniu możemy przyjąć, że podczas rozprężania (BE) izotermicznego $v = 1 : \gamma = \infty$ *const*, a zatem $Q_{BE} = BEFG = A \frac{\triangle p}{\gamma}$. Jak wyżej było powiedziane, podczas rozprężania adjabatycznego DE na energję kinetyczną zamienia się ilość ciepła $c \triangle T$, która (jak widać z wykresu) $= GBDEF = BDE + BEFG$. Linja BD jest krzywą logarytmiczną, lecz w pierwszem przybliżeniu możemy ją przyjąć za linję prostą, a zatem pole $BDE = \frac{\triangle T}{2} EB$. Lecz $BE = \triangle S$ — jest to przyrost entropji podczas rozprężania izotermicznego, a zatem $BE = Q_{BE} : T = A \triangle p : \gamma T$, a pole $BDE = A \frac{\triangle p}{\gamma} \cdot \frac{\triangle T}{2T}$. A zatem ciepło zamienione na energję kinetyczną podczas procesu adjatatycznego

$$= Aw^2 : 2g = \frac{A \triangle p}{\gamma}\left(1 + \frac{\triangle T}{2T}\right)^{9)} \quad . \quad (10)$$

gdzie T — temperatura *bezwzględna*.

Ponieważ jednak przy $w = 7$ *m/sek* $\triangle T = \frac{1^0}{40}$, więc w danym wypadku możemy przyjąć, że $\frac{w^2}{2g} = \sim \frac{\triangle p}{\gamma}$ (jak to zwykle przyjmujemy dla cieczy), t. j. zjawisk termodynamicznych możemy nie brać pod uwagę [10]).

[9]) czyli podczas rozprężania adjabatycznego gazu doskonałego uzyskana energja kinetyczna równa się pracy technicznej rozprężania *Avdp* (co wynika bezpośrednio z praw mechaniki — równ. 1) + ciepłu BDE

$$= \sim A \, \Delta p \, \Delta \, T : \gamma T.$$

[10]) Z rozważań powyższych wydać by się mogło, że do różniczkowego równania hydrodynamicznego (1) dla nieskończenie małego rozprężania adjabatycznego (odwr.) powinna być wprowadzona poprawka $dq_s : A$ na ciepło wyrażone polem trójkąta BDE. Łatwo jednak zauważyć, że w wypadku tym $DE = dT$, $BE = dS$, t. j. pole BDE było by wielkością nieskończenie małą drugiego rzędu.

Ogrzanie gazów wskutek oporów hydraulicznych q *Kcal/kg* gazów obliczyć łatwo na podstawie rozumowania następującego. Przyjmijmy stosunkowo znaczną wartość tych oporów, np. 30 *mm* słupa wodnego, t. j. 30 kg/m^2, co, jak zobaczymy dalej (rozdz. 2), odpowiada

$$\int_0^k \gamma_g \frac{w^2}{2g} d\zeta = H_m \gamma_m = 30 \, kg/m^2$$

— gdzie γ_g — cięż wł. gazów spalinowych zmienny w różnych miejscach kanałów kotła, γ_m — przeciętny cięż. właściwy, H_m — wysokość słupa gazów $\left(\frac{m.kg}{kg}\right)$ odpowiadająca energji zużytej na pokonanie oporów hydraulicznych. Ponieważ obliczenia moje mają charakter jedynie orjentacyjny, przyjmuję przeciętną temperaturę gazów, ogrzewających kocioł, jako średnią arytmetyczną z temperatury początkowej i temperatury końcowej, np. przyjmuję temp. gazów wychodzących z paleniska 1092° C, gazów kominowych 273° C, a przeciętną 682° C = 955° *abs*, skąd $\gamma_m = \frac{1,3.273}{955} = \infty \, 0,4 \, kg/m^3$, $H = 75 \frac{mkg}{kg}$ co odpowiada $\frac{75}{427} = \infty \frac{1}{6}$ *Kcal/kg* gazu.

Tak więc z rozważań powyższych wynika, że w teorji ciągu gazów, ogrzewających kocioł parowy, nie mamy najmniejszej potrzeby uwzględniać te przemiany *termodynamiczne*, które spowodowane są stratą energji na wytworzenie pożądanej szybkości gazów i na pokonanie oporów hydraulicznych. A zatem z dokładnością zupełnie dostateczną do celów technicznych możemy przyjąć, że $A \frac{w^2}{2g}$ i $A \int \frac{w^2}{2g} d\zeta$ są to wartości tak nieznaczne, iż $Q = \infty Q'$, a $\triangle I = Q'$, czyli ciepło, które gazy spalinowe tracą pod kotłami parowemi, idzie całkowicie na ogrzanie kotła (i w nieznacznym stopniu na ogrzanie obmurowania), czyli ogólnie przyjęta zasada obliczania tego ciepła jest słuszna i nie wymaga bynajmniej poprawek termodynamicznych.

Po odrzuceniu zatem równań cieplnych (5,6), powstaje sprawa zcałkowania równania (3). Uczynimy to wypadku najprostszym — gdy $dz = 0$ — dla poziomego kanału kotła parowego.

(*d. c. n.*)

Dr. inż. TADEUSZ NIEMCZYNOWSKI.

O PALNIKACH ATMOSFERYCZNYCH.

(por. *Technika Cieplna*, rok 1929, str. 128.)

II. Obliczenie palnika gazowego.

Przyjmujemy następujące oznaczenia (rys. 3):

p = ciśnienie w kg/m^2 czyli mm sł. wody

w = prędkość w m/sek

$v = \frac{1}{\gamma}$ = objętość właściwą w m^3/kg

$\gamma = \frac{1}{v}$ = ciężar właściwy w kg/m^3

F = przekrój w m^2.

$p_3, w_3, F_3, v_3, \gamma_3$ — dla gazu dopływającego

p, w, F, v, γ — w wylocie dyszy

$p_2, w_2, F_2, v_2, \gamma_2$ — dla powietrza dopływającego

$v_1, w_1, F_1, v_1, \gamma_1$ — w najwęższym przekroju zmieszalnika

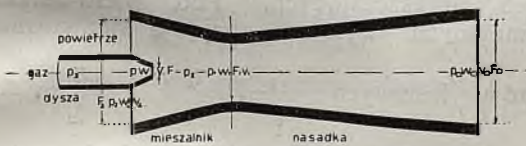
$p_0, w_0, F_0, v_0, \gamma_0$ — u wylotu dyfuzora

p_x — ciśnienie w mieszalniku

G — ilość gazu dopływ w kg/sek

G_2 — ilość powietrza „ „ „

G_0 — ilość mieszanki wypływającej z dyfuzora w kg/sek



Rys. 3. Schemat palnika gazowego.

Oznaczamy dalej stosunki:

$$\frac{F_1}{F} = m, \quad \frac{F_2}{F} = n, \quad \frac{F_1}{F_0} = \delta$$

1. Równanie ciągłości brzmi:

$$G + G_2 = G_0$$

$$F w \gamma + F_2 w_2 \gamma_2 = F_0 w_0 \gamma_0 = F_1 w_1 \gamma_1$$

Po podzieleniu przez F.

$$w\gamma + n w_2 \gamma_2 = m w_1 \gamma_1 \quad . \; . \; . \quad (4)$$

2. Równanie energji.

Rozpatrujemy słup mieszanki, znajdujący się w nasadce między przekrojami F_1 i F_0 (Rys. 3). Na słup ten działają następujące siły:

W przekroju F_1:

1) ciśnienie w mieszalniku $F_1 p_x$.

2) siła uderzenia strumienia gazu liczona na 1 sek)

$$\frac{G}{g}[w - w_1]$$

3) siła uderzenia dopływającego powietrza

$$\frac{G_2}{g}[w_2 - w_1]$$

Energja potencjalna równa się:

$$F_1 p_x w_1 + \frac{G}{g}[w - w_1] w_1 + \frac{G_2}{g}[w_2 - w_1] w_1$$

Dochodzi jeszcze energja kinetyczna:

4) $$\frac{G + G_2}{2g} w_1^2$$

Energja całkowita

$$E_1 = F_1 p_x w_1 + \frac{G}{g}[w - w_1] w_1 + \frac{G_2}{g}[w_2 - w_1] w_1 + \frac{G + G_2}{g} \cdot \frac{w_1^2}{2}$$

Na przekroju F_0:

1) przeciwciśnienie $F_0 p_0$

2) energja kinetyczna $\frac{G + G_2}{g} \frac{w_0^2}{2}$

$$E_2 = F_0 p_0 w_0 + \frac{G + G_2}{g} \frac{w_0^2}{2}$$

Energja E_2 jest mniejsza od E_1 o straty na wiry, uderzenia i t. p.

$$E_1 = E_2 + R$$

Po podstawieniu i pewnej przeróbce otrzymujemy

$$F_0 w_0 p_0 - F_1 w_1 p_x = \frac{G}{g} w \cdot w_1 + \frac{G_2}{g} w_2 w_1 - \frac{G + G_2}{2g}(w_0^2 + w_1^2) + R$$

Zakładamy dla celów dalszych rachunków, że

1) $R = 0$, palnik idealny bez strat,

2) $\gamma_0 = \gamma_1$ czyli $F_0 w_0 = F_1 w_1$

Po podstawieniu za G wartości $Fw\gamma$ i t. p. otrzymujemy po pewnych uproszczeniach:

$$2g(p_0 - p_x) = \frac{2\gamma}{m} w^2 + 2\gamma_2 \frac{n}{m} w_2^2 - \gamma_1 (w_0^2 + w_1^2)$$

Ustalając jeszcze relację $\frac{F_1}{F_0} = \delta$, mamy

$$\frac{F_1}{F_0} = \frac{w_0}{w_1} = \delta.$$

$$2g(p_0 - p_x) = \frac{2\gamma}{m} w^2 + 2\gamma_2 \frac{n}{m} w_2^2 - \gamma_1 w_1^2 (1 + \delta^2)$$

Jak wiadomo, prędkość wypływu gazu dla niewielkiej różnicy ciśnień określa się wzorem

$$w = \sqrt{2g\,\frac{p_1 - p_2}{\gamma}}$$

Przyjmując dla naszego palnika ciśnienie wylotowe p_0 równe ciśnieniu atmosferycznemu p_2, oraz uważając, że ciśnienie w mieszalniku równe jest p_x, możemy prędkość wpływu powietrza w_2 określić wzorem

$$w_2 = \sqrt{2g\,\frac{p_0 - p_x}{\gamma_2}} \quad \text{czyli}$$

$$\gamma_2\, w_2^2 = 2g\,(p_0 - p_x)$$

Po podstawieniu powyższego wyrażenia we wzór zasadniczy otrzymujemy ostatecznie:

$$\gamma_2 w_2^2 = \frac{2\gamma}{m}\, w^2 + 2\gamma_2\, \frac{n}{m}\, w_2^2 - \gamma_1 w_1^2\,(1+\delta^2)$$

$$\text{czyli } \gamma_2 w_2^2\, \frac{m - 2n}{m} = \frac{2\gamma}{m}\, w^2 - \gamma_1 w_1^2\,(1+\delta^2) \qquad (5)$$

Do wyeliminowania niepotrzebnej nam prędkości w_1 użyjemy równania (4)

$$w_1 = \frac{1}{m}\,\frac{\gamma}{\gamma_1}\, w + \frac{n}{m}\cdot\frac{\gamma_2}{\gamma_1}\, w_2.$$

Po wykonaniu dość uciążliwych rachunków uzyskujemy końcowe równanie:

$$\left(\frac{w_2}{w}\right)^2 \left(m\,(m - 2n) + (1 + \delta^2)\, n^2\, \frac{\gamma}{\gamma_1}\right) + \\ + \left(\frac{w_2}{w}\right) 2\,(1+\delta^2)\, n\, \frac{\gamma}{\gamma_1} + \left[(1+\delta^2)\, \frac{\gamma_2}{\gamma_1\gamma_2} - \\ - 2\,m\, \frac{\gamma}{\gamma_2}\right] = 0 \qquad (6)$$

Z równania tego możemy wyznaczyć zależność $\left(\frac{w_2}{w}\right)$ od wymiarów palnika.

Wyznaczenie tego związku nie jest jednak takie proste. Ponieważ równanie (6) jest równaniem kwadratowem, otrzymuje się wyrażenia tak skomplikowane, że niewiadomo, co z niemi począć. Dyskusja jest prawie niemożliwa.

Dla usunięcia tej trudności, godzimy się na jeszcze jedno uproszczenie: opuszczamy drugi wyraz równania jako mały w stosunku do dwu innych.

Uzyskujemy przez to bez porównania prostsze wyrażenie:

$$\frac{w_2}{w} = \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_2}\cdot\frac{2m - (1 + \delta^2)\frac{\gamma}{\gamma_1}}{m\,(m - 2n) + (1 + \delta^2)\, n^2\, \frac{\gamma_2}{\gamma_1}}} \qquad (7)$$

W ciągu dalszej dyskusji nie będziemy używali stosunku prędkości $\frac{w_2}{w}$, lecz stosunek ciężaru nassanego powietrza do ciężaru gazu

$$\frac{G_2}{G} = \sigma$$

Wielkość ta podaje nam wprost nadwyżkę powietrza przy spalaniu.

σ wyliczamy na podstawie następującego rozumowania.

$$\sigma = \frac{G_2}{G} = \frac{F_2\, w_2\, \gamma_2}{F\, w\, \gamma} = n\, \frac{\gamma_2}{\gamma}\cdot\frac{w_2}{w}$$

a po podstawieniu równania (7)

$$\sigma = n\sqrt{\frac{\gamma_2}{\gamma}\,\frac{2m - (1 + \delta^2)\frac{\gamma}{\gamma^1}}{m\,(m-2n) + (1+\delta^2)\, n^2 \frac{\gamma_2}{\gamma_1}}} \qquad (8)$$

Nadwyżka σ czyli ilość *kg* powietrza nassanego przez 1 *kg* gazu zależy więc wyłącznie od stosunków przekrojów i ciężarów właściwych, a nie od ich bezwzględnych wartości.

Znajomość wymiarów palnika m, n i δ nie wystarcza jednak do określenia wartości w_2 i σ z równań (7) i (8), mimo, że i tak nie są one dokładne, lecz ważne tylko dla palnika idealnego bez strat i otrzymane przy przyjęciu rozmaitych założeń upraszczających. Pod pierwiastkami wspomnianych wyrażeń znajdują się stosunki ciężarów właściwych $\frac{\gamma_1}{\gamma}$, $\frac{\gamma_2}{\gamma}$ i $\frac{\gamma_1}{\gamma_2}$, stosunki, które nie są dane i które musi się osobno wyrachować.

Stosunki te nie są niezależne, przeciwnie, wielkość ich uwarunkowana jest właśnie stosunkiem mieszanki czyli prędkościami w_2 i w, które mają wyznaczać.

Mianowicie (γ) zależy od ciśnienia w mieszalniku (p_x). Od tegoż ciśnienia zależy także prędkość wypływu (w). Wiadomem jest znowu z pomiarów Zeunera, że depresja zależy od kwadratu prędkości wypływu, a raczej od wysokości ciśnienia $\frac{w^2}{2g}$.

Widzimy więc, że tworzy się tutaj błędne koło wzajemnych zależności, z którego wyjście daje tylko metoda kolejnych przybliżeń, polegająca na tem, że po przyjęciu jednej wielkości w sposób cykliczny wyrachowuje się wszystkie inne, powtarzając rachunki tak długo, aż poszczególne wyniki zaczną się różnić bardzo nieznacznie.

Jest to metoda zmudna i uciążliwa, zwłaszcza przy dużej ilości zmiennych, ale jedyna, jaką się możemy w takich wypadkach posługiwać.

W dalszym ciągu podaję schemat, według którego można w sposób najszybszy wyznaczyć najważniejsze daty i wymiary palnika.

Schemat ten wygląda następująco:

1. Z równania (1)

$$w = \varphi \sqrt{2g \frac{n}{n-1} p_3 \gamma_3 \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_3}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]}$$

obliczamy pod założeniem $p_x = p_2 = p_0$ przybliżoną prędkość w dotyczące współczynniki φ i n podane zostaną poniżej.

2. Obliczamy przybliżony ciężar właściwy gazu w wylocie dyszy z wzoru

$$\gamma = \frac{p_2}{RT_2}$$

3. Obliczamy ciężar właściwy powietrza γ_2 z wzoru

$$\gamma_2 = \frac{p_2}{R' \ T_2}$$

4. We wzorze (7) podstawiamy

$$\gamma = \gamma_2 = \gamma_1$$

$$\frac{w_2}{w} = \varepsilon = \sqrt{\frac{2m - (1 + \delta^2)}{m(m - 2n) + (1 + \delta^2)\, n^2}}$$

5. Mając dane powyższe wielkości, możemy wyznaczyć ciężar mieszaniny γ_1 na podstawie następującego rozumowania.

Ciężar 1 m^3 gazu przy ciśnieniu p_1 wynosi

$$\gamma \frac{p_1}{px}$$

podobnie dla powietrza

$$\gamma_2 \frac{p_1}{p_2}$$

Całkowita objętość zajęta przez gaz G i powietrze G_2 wynosi

$$\frac{G}{\gamma \frac{p_1}{px}} + \frac{G_2}{\gamma_2 \frac{p_1}{p_2}}$$

i równa jest

$$\frac{G + G_2}{\gamma_1}$$

Stąd otrzymujemy po pewnej przeróbce

$$\gamma_1 = \frac{\gamma + n\left(\frac{w_2}{w}\right)\gamma_2}{\frac{px}{p_1} + n\left(\frac{w_2}{w}\right)\frac{p_2}{p_1}}$$

Przyjmujemy w pierwszem przybliżeniu

$$p_1 = px = p_2$$

i otrzymujemy

$$\gamma_1 = \frac{\gamma + n\left(\frac{w_2}{w}\right)\gamma_2}{1 + n\left(\frac{w_2}{w}\right)} \quad \ldots (10)$$

Przybliżoną wartość $\left(\frac{w_2}{w}\right)$ mamy wyznaczoną z równania (9) punkt 4 jako ε

$$\gamma_1 = \frac{\gamma + n\,\varepsilon\,\gamma_2}{1 + n\,\varepsilon} \quad \ldots (10a)$$

6. Z powyższych danych można wyznaczyć z wzoru (7) wartość w_2.

7. Nakoniec z wzoru

$$px = p_2 - \gamma_2 \frac{w_2^2}{2g} \quad \ldots (11)$$

dokładniejsza nieco wartość dla ciśnienia px.

Na podstawie otrzymanych wartości należy teraz po raz drugi przerachować punkty 1 do 7, powtarzając czynność powyższą tak długo, aż wyniki poszczególnych rachunków zaczną się różnić bardzo nieznacznie.

Schemat podany nie jest obowiązujący. Można zastosować także schematy inne, z obliczaniem kolejnem np. p_x według punktów 1, 2, 3, 4, 6 i 7.

Wszystkie schematy prowadzić muszą po dostatecznie dużej ilości rachunków (teoretycznie nieskończenie wielkiej), do tych samych wyników.

Jak widzimy z rozważań na stronach poprzednich, trudno jest pokusić się o dokładne obliczenie palnika. Nawet przy tak znacznych przybliżeniach i uproszczeniach wzory są bardzo skomplikowane, metoda żmudna i uciążliwa, rachunek długi i nieprzejrzysty.

Jednak już na podstawie wyżej przytoczonych, przybliżonych wzorów można wysnuć pewną ilość związków i zależności zarówno co do samych wymiarów i konstrukcyj, jak i co do zachowania się palnika w rozmaitych warunkach, a zwłaszcza zorjentować się w tak ważnej, a bardzo mało znanej kwestji regulacji.

(d. c. n.),

Z. KLĘBOWSKI Inżynier.

OBLICZENIA WYTRZYMAŁOŚCIOWE W ŚWIETLE WYNIKÓW OSTATNICH BADAŃ

(z uwzględnieniem obliczeń elementów kotłowych).

(por. *Technika Cieplna*, rok 1929, str. 129)

Dla ułatwienia badania sił wewnętrznych (napięć) w danym punkcie materjału, myślowo przecinamy układ przez ten punkt płaszczyzną. W miarę tego, jak taka płaszczyzna przekroju zmienia swoje położenie (orjentację) stale przechodząc jednak przez dany punkt, ogólnie rzecz biorąc, siły wewnętrzne również się zmieniają co do wielkości i co do kierunku. Naogół kierunek siły wewnętrznej w danym punkcie przekroju tworzy z normalną płaszczyzny przekroju pewien kąt, zmienny ze zmianą orjentacji przekroju (płaszczyzny przekroju). Napięcie w danym punkcie przekroju, odniesione do jednostki powierzchni przekroju, daje naprężenie. (Naprężenie nazywane jest dość często mniej słusznie natężeniem; naprężenie jest wektorem, a więc pojęciem, obejmującem nietylko wielkość lecz i kierunek; „natężenie" odpowiadałoby raczej pojęciu długości wektora, a nie samemu wektorowi, lub też może być z powodzeniem używane w znaczeniu „natężenia obciążenia" przez co myślanoby o obciążeniu przypadającem na jednostkę: powierzchni, objętości czy masy).

Przez badany punkt można przeprowadzić nieskończoną ilość płaszczyzn o różnej orjentacji (to jest takich, których normalne tworzą różne kąty z jakimkolwiek dowolnie obranym ale stałym kierunkiem). Całokształt naprężeń, odpowiadających różnym płaszczyznom przekroju w danym punkcie, określa *stan napięcia* w tym punkcie.

Naprężenie w badanym punkcie. danego przekroju, tworzące naogół pewien kąt z normalną tego przekroju, rozkładamy zwykle na składową normalną, zwaną *naprężeniem normalnem* w badanym punkcie danego przekroju i na składową styczną, zwaną *naprężeniem stycznem albo ścinającem* (naprężenie to nazywa się też czasami przesuwającem i rzadziej tnącem). Naprężenia normalne mogą być rozciągające (dodatnie) lub ściskające (ujemne).

W najogólniejszym stanie napięcia materjału w badanym punkcie, znajdują się zawsze takie trzy płaszczyzny przekrojów, wzajemnie prostopadłe, przechodzące przez ten punkt, na których niema naprężeń stycznych, a więc całkowite (wypadkowe) naprężenie, działające na badany punkt ma kierunek prostopadły do tej płaszczyzny i jest wyłącznie naprężeniem normalnem.

Takie naprężenia normalne zowią się *naprężeniami głównemi*, a odpowiednie kierunki tych naprężeń — *kierunkami głównemi*.

Trzy kierunki główne posiadają własność, iż jeden z nich jest kierunkiem największego, drugi najmniejszego (z uwzględnieniem znaku) nayrężenia normalnego w badanym punkcie.

Największe naprężenie ścinające leży w płaszczyźnie, przechodzącej przez kierunek średniego co do wielkości (z uwzględnieniem znaku) naprężenia głównego i połowiącej kąt prosty pomiędzy kierunkami pozostałych naprężeń głównych (największego i najmniejszego). Największe naprężenie ścinające leży na przecięciu się tak określonej płaszczyzny z płaszczyzną, zawierającą największe i najmniejsze naprężenie główne. Wielkość największego naprężenia stycznego równa jest połowie różnicy wielkości największego i najmniejszego naprężenia głównego, a kierunek jego jest zgodny z kierunkiem naprężenia głównego, posiadającego większą wartość absolutną, to znaczy, że rzut największego naprężenia ścinającego na kierunek naprężenia głównego, największego co do wielkości absolutnej, jest jednakowego z nim znaku.

Z powyższego wynika, iż w przypadku zwykłego rozciągania lub ściskania, największe naprężenie styczne panuje w przekrojach tworzących kąt 45° z kierunkiem naprężenia normalnego i równe jest połowie tego naprężenia.

W jakiejkolwiek płaszczyźnie układu spółrzędnych, naprzykład w płaszczyźnie osi x, y, największe naprężenie styczne równa się połowie różnicy odpowiednich naprężeń normalnych (n. p. $\left.\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)$ i połowi kąt pomiędzy osiami x, y to jest pomiędzy naprężeniami σ_x i σ_y.

Każdemu naprężeniu stycznemu, panującemu w danym punkcie w jakiejkolwiek płaszczyźnie przekroju, odpowiada naprężenie styczne, równe co do wielkości absolutnej pierwszemu. Naprężenie to panuje w płaszczyźnie prostopadłej do naprężenia pierwszego. Obydwa te naprężenia styczne, równe co do wielkości absolutnej, leżą w jednej płaszczyźnie, prostopadłej do obydwu płaszczyzn przekrojów, odpowiadających omawianym naprężeniom stycznym. Kierunki obu tych naprężeń stycznych nie są jednobieżne, to zn. że idąc myślowo w kierunku jednego naprężenia po rozpatrywanej płaszczyźnie przekroju aż do linji przecięcia się obu płaszczyzn, napotkamy przeciwny kierunek drugiego naprężenia stycznego.

Powyższa własność naprężeń stycznych jest oczywistą, gdyż, gdyby w prostopadłościanie, myślowo wyodrębnionym z badanego ciała, bę-

dącego w równowadze, naprężenia ścinające, działające na jego ścianach, nie czyniły zadość temu warunkowi, nie możnaby sobie wyobrazić istnienia stanu równowagi prostopadłościanu, a mianowicie: układ naprężeń ścinających, działających na ściany prostopadłościanu, sprowadzałby się do pary sił o pewnym momencie, różnym od zera, powodującym obrót prostopadłościanu,

Naprężenia normalne, mające kierunek osi x, y, z lub, co na jedno wynosi, działające w danym punkcie przekroju prostopadłego do osi x, y, z, oznaczamy zwykle przez

$$\sigma_x, \ \sigma_y, \ \sigma_z$$

Naprężenia główne oznaczamy przez

$$\sigma_1, \ \sigma_2, \ \sigma_3$$

Naprężenie ścinające τ, działające na badany punkt w danej płaszczyźnie, nie daje się oznaczyć zapomocą jednego indeksu jak to się ma z naprężeniami normalnemi.

W celu ułatwienia odróżnienia między sobą naprężeń stycznych, rozkładamy naprężenie styczne, działające na badany punkt w danej płaszczyźnie na dwa składowe naprężenia styczne, równoległe do osi współrzędnych, znajdujących się w tej płaszczyźnie.

Każde takie składowe naprężenie styczne, oznaczamy przy pomocy dwóch indeksów, z których pierwszy oznacza oś do której omawiany przekrój jest prostopadły, drugi zaś oznacza oś, do której składowe naprężenie styczne jest równoległe, mamy więc:

$$\tau_{xy} \ \text{i} \ \tau_{xz}$$
$$\tau_{yx} \ \text{i} \ \tau_{yz}$$
$$\tau_{zx} \ \text{i} \ \tau_{zy}$$

Twierdzenie, iż naprężenia styczne w dwu przekrojach, wzajemnie prostopadłych, są co do bezwzględnej wartości równe, wyraża się następującemi równościami:

$$\left.\begin{array}{l} \tau_{xy} = \tau_{yx}; \ \tau_{yz} = \tau_{zy}; \ \tau_{zx} = \tau_{xz} \\ \text{lub ogólnie} \\ \qquad \tau_{mn} = \tau_{nm} \end{array}\right\} \quad (1)$$

Przykład. W walczaku kotła o średnicy wewn. D *cm* grubości ścianki g *cm*, poddanego ciśnieniu p kg/cm^2 w jakimkolwiek punkcie „A" dostatecznie odległym od szwów na wewnętrznej powierzchni cylindrycznej blachy panują w przybliżeniu następujące naprężenia:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{naprężenie obwodowe} & \sigma_x = \dfrac{D \cdot p}{2 \cdot g} \\ \text{naprężenie osiowe} & \sigma_y = \dfrac{D \cdot p}{4 \cdot g} \\ \text{naprężenie promieniowe} & \sigma_z = -p \end{array}\right\} \quad (2)$$

Można dowieść, że w grupie (2) naprężenia

$$\sigma_x, \ \sigma_y, \ \sigma_z$$

są naprężeniami głównemi

$$\sigma_x = \sigma_1; \ \sigma_y = \sigma_2; \ \sigma_z = \sigma_3$$

Największe naprężenie styczne w punkcie „A" równe jest

$$\sigma_{max} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} = \frac{\frac{Dp}{2g} - (-p)}{2} = $$
$$= \frac{p}{2}\left(\frac{D}{2g} + 1\right) \qquad 3)$$

W skutek tego, iż w kotłach przeważnie dotychczas używane ciśnienie p jest małe w porównaniu z naprężeniem $\sigma_1 = \dfrac{Dp}{2g}$ przyjmujemy czasami w podobnych obliczeniach $\sigma_3 = O$, wówczas otrzymujemy:

$$\tau_{max} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} = \frac{D \cdot p}{4g} \qquad 3a)$$

Omawiane naprężenie τ_{max}, pochodzące od naprężeń głównych σ_1, σ_2, σ_3 działa w płaszczyźnie, przechodzącej przez naprężenie osiowe σ_2 i połowiącej kąt pomiędzy kierunkiem naprężenia σ_1 i zewnętrznem przedłużeniem promienia. Położenie wektora τ_{max} w omawianym przykładzie jest zupełnie określone jeżeli podkreślimy, że leży on prócz tego w płaszczyźnie obu naprężeń głównych obwodowego σ_1 i promieniowego σ_3 i jest skierowany do zewnętrznej powierzchni ścianki kotła.

Oczywiście, iż dzięki ogólnej własności rozkładu naprężeń stycznych, wyrażającej się równością $\tau_{mn} = \tau_{nm}$ w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny zawierającej τ_{max} i również przechodzącej przez kierunek naprężenia σ_2 panuje naprężenie τ^1_{max} równe co do absolutnej wielkości naprężeniu τ_{max} które nie jest z tem ostatniem jednobieżne.

Zauważmy, że przy jednoczesnem działaniu rozciągania i równem mu co do wielkości absolutnej ściskaniu w dwu wzajemnie prostopadłych kierunkach, naprężenie styczne na przekrojach znajdujących się pod kątem 45^0 do tych kierunków równa się wielkości jaką posiada każde z naprężeń normalnych:

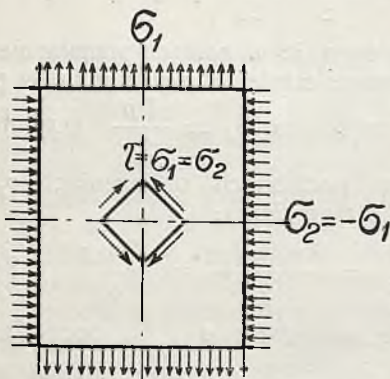
$$\tau_{max} = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} = \frac{\sigma_x - (-\sigma_x)}{2} = $$
$$= \sigma_x = \sigma_y$$

Na przekrojach tych niema naprężeń normalnych. Stan napięcia takiego elementu kwadratowego wydzielonego przekrojami pod kątem 45^0 do kierunków naprężeń rozciągającego i równego mu ściskającego zowie się *prostem albo ścisłem ścinaniem.* (Rys. 1.)

Naprężenia normalne σ_x, σ_y, σ_z powodują wydłużenia dodatnie lub ujemne które, odniesione do

jednostki długości, oznaczamy przez ε_x ε_y ε_z, naprężenia zaś ścinające τ_{xy}, τ_{yz}, τ_{zx}, powodują ujemny przyrost kąta pierwotnie prostego, utworzonego pomiędzy kierunkiem działania naprężenia ścinającego i kierunkiem doń prostopadłym. Przyrosty tych kątów oznaczamy przez: γ_{xy} γ_{yz} γ_{zx}. (Rys. 2.)

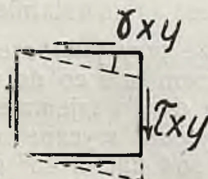
Przy bardzo małych odkształceniach układu, a takie tylko rozważamy w obliczeniach wytrzy-



Rys. 1.

małościowych, wielkości odkształcenia: ε_x, ε_y, ε_z, γ_{xy}, γ_{yz}, γ_{zx}, są proporcjonalne do wielkości naprężenia: σ_x, σ_y, σ_z, τ_{xy}, τ_{yz}, τ_{zx}, które wywołało dane odkształcenie, jak również jednorodne skutki działania różnych sił dodają się wzajemnie (zasada superpozycji).

Dowodzi się, iż przy najogólniejszych własnościach ciała sprężystego, to jest kiedy gęstość i budowa różnych punktów tego ciała jest różna, a oddzielne punkty ciała posiadają różne własności w różnych kierunkach, naprężenia składowe wyrażają się przez odkształcenia składowe przy pomocy 21 współczynników sprężystości.



Rys. 3.

Takie ogólne zagadnienia są tematami rozważań matematycznych; w technice jednak przyjmujemy zazwyczaj najprostszy wypadek budowy ciała, a mianowicie z większą lub mniejszą ścisłością przypisujemy materjałom technicznym jednolitość, to jest jednakową gęstość i budowę w każdym punkcie oraz izotropowość, to jest jednakowe własności fizykalne w różnych kierunkach, wspólne dla każdego punktu.

Dla takiego ciała w każdym kierunku mamy $\sigma = E\varepsilon$ (prawo Hooke'a 1676 r.) oraz $\tau = G \cdot \gamma$.

Gdzie E jest współczynnikiem sprężystości (lub modułem sprężystości, zwanym także modułem Young'a) a G — jest modułem sprężystości postaciowej.

Pomiędzy współczynnikami E i G istnieje związek

$$G = \frac{E}{2\,(1+\mu)} \quad \text{lub} \quad G = \frac{m\,E}{2\,(m+1)} \quad . \quad . \quad 4)$$

gdzie $\mu = \frac{1}{m}$ jest liczbą Poisson'a

E i G mają wymiar kg/cm^2

$\mu = \frac{1}{m}$ jest liczbą oderwaną.

W przybliżeniu dla żelaza zlewnego (a tem samem i kotłowego)

$E = \sim 2.000.000\ kg/cm^2$
$G = \sim 650.000\ kg/cm^2$
$\mu = \sim 0,3$

Liczba μ ma znaczenie fizykalne, a mianowicie każdemu rozciąganiu dodatniemu lub ujemnemu materjału w jakimkolwiek kierunku $\pm\varepsilon$ towarzyszy skurczenie względnie spęcznienie w kierunkach prostopadłych, równe co do wielkości $\mp\mu\,\varepsilon$.

Pierwotna objętość pręta, przyjęta za jednostkę, rozciąganego jednowymiarowo, który osiągnął wydłużenie względne ε_x równa jest po odkształceniu

$$(1+\varepsilon_x)\,.\,(1-\mu\,\varepsilon_x)^2 = (1+\varepsilon_x)\,.\,(1-2\mu\,\varepsilon_x +$$
$$+\mu^2\varepsilon_x{}^2) = 1 - 2\mu\,\varepsilon_x + \mu^2\varepsilon_x{}^2 + \varepsilon_x - 2\mu\,\varepsilon_x{}^2 +$$
$$+\mu^2\varepsilon_x{}^3 = 1 + \varepsilon_x\,(1-2\mu)$$

gdzie zważywszy, że ε_x i $\mu\,\varepsilon_x$ są bardzo małemi ułamkami w porównaniu do jednostki, pominęliśmy wyższe rzędy tych wielkości bardzo małych. A więc stosunek przyrostu objętości przy rozciąganiu jednokierunkowem do objętości pierwotnej jest równy

$$\frac{dv}{v} = (1+\varepsilon_x\,(1-2\mu)-1) : 1 = \varepsilon_x\,(1-2\mu) =$$
$$= \frac{1-2\mu}{E}\,.\,\sigma_x$$

Z tego wzoru wnioskuje się, iż μ nie może być większe od 0,5, gdyż w takim razie rozciąganie (dodatnie) wywoływałoby zmniejszenie objętości rozciąganego ciała i odwrotnie, ściskanie—powodowałoby zwiększenie jego pierwotnej objętości.

Przy rozciąganiu dwuwymiarowem stosunek przyrostu objętości do objętości pierwotnej będzie

$$\{(1+\varepsilon_x-\mu\,\varepsilon_y)\cdot(1+\varepsilon_y-\mu\,\varepsilon_x)\cdot[1-\mu$$
$$(\varepsilon_x+\varepsilon_y)]-1\} : 1 = (1+\varepsilon_x-\mu\,\varepsilon_y+\varepsilon_y-$$
$$-\mu\,\varepsilon_x-\mu\,\varepsilon_x-\mu\,\varepsilon_y-\mu\,\varepsilon_x) : 1 =$$

$= (1 + \varepsilon_x (1 - 2\mu) + \varepsilon_y (1 - 2\mu) - 1] : 1$, ezyli

$$\frac{dv}{v} = (1 - 2\mu) \cdot (\varepsilon_x + \varepsilon_y) = \frac{1 - 2\mu}{E} (\sigma_x + \sigma_x)$$

Przy rozciąganiu trójwymiarowem otrzymamy podobnie

$$\frac{dv}{v} = (1 - 2\mu) \cdot (\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z) = $$
$$= \frac{1 - 2\mu}{E} (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) \quad . \quad . \quad 5)$$

Oczywiście, że jeżeli niektóre wydłużenia, względnie naprężenia są ujemne, to wzory powyższe zachowują swą moc przy odpowiedniem uwzględnieniu znaków.

W wypadku wszechstronnego i równomiernego rozciągania lub ściskania (naprężenia hydrostatycznego), t. j. gdy

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = p,$$

otrzymujemy wyrażenie dla $\frac{dv}{v}$ bezpośrednio ze wzoru (5)

$$\frac{dv}{v} = 3\,p \cdot \frac{(1 - 2\mu)}{E} . \quad . \quad . \quad 6)$$

Zwróćmy uwagę na tę okoliczność, iż w wypadku naprężeń σ_x, σ_y, σ_z i w wypadku wszechstronnego równomiernego naprężenia

$$p = \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3}$$

właściwy przyrost objętości jest jednakowy, co bezpośrednio wynika z porównania wzorów (5) i (6).

Wyrażenie $p = \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3}$ nosi miano hydrostatycznego średniego naprężenia. Naprężenie hydrostatyczne nie wywołuje w elemencie naprężeń stycznych, gdyż $\frac{p - p}{2}$ zawsze jest równe zeru i nie powoduje odkształceń postaciowych lecz tylko objętościowe. Odpowiadająca mu wielkość:

$$e = \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z}{3} \text{ nosić miano}$$

średniego hydrostatycznego wydłużenia właściwego.

Tak więc naprężenia normalne σ_x, σ_y, σ_z, wywołują zmianę objętości elementu ciała, na który działają. Inaczej się rzecz ma z naprężeniami ścinającemi τ_{xy} τ_{yz} τ_{zx}, te bowiem powodują tylko odkształcenie elementu, t. j. zmianę postaci, nie zmieniając jednak jego pierwotnej objętości. Jeżeli przed odkształceniem badanym elementem ciała jest prostopadłościan, to wskutek działania na jego ścianach naprężeń ścinających objętość elementu nie ulegnie zmianie (co widać już z odkształcenia polskiego elementu na rys. 2), lecz geometryczna postać jego zmieni się, a mianowicie: ściany jego dawniej prostokątne zamienią się na równoległoboki, a kąty proste, jakie z sobą tworzyły odpowiednie ściany będą po odkształceniu również mniejsze lub większe od kąta prostego.

W ogólnym więc przypadku odkształcenia rozróżnić można: 1) odształcenie objętościowe, to jest pewną część całkowitego odkształcenia, pochodzącego od działania naprężeń normalnych i 2) odkształcenie postaciowe, to jest całkowite odkształcenie, pochodzące od naprężeń od ścinających, zwiększone o pozostałe odkształcenie, pochodzące od naprężeń normalnych. Naprężenia normalne bowiem powodują między innemi (to jest prócz zmiany objętości) również zmianę postaci, a naprężenia ścinające nie powodują zmiany objętości lecz tylko zmianę postaci.

Energja odkształcenia sprężystego jest równa co do wielkości absolutnej i różni się tylko znakiem od pracy sił wewnętrznych. Ta ostatnia zaś równa jest co do wielkości absolutnej pracy sił zewnętrznych jeżeli nie zachodziły straty w rodzaju tarcia w miejscach podparcia i inne. A więc wyznaczenie energji odkształcenia sprężystego sprowadza się do wyznaczenia pracy sił zewnętrznych, o ile odkształcenie odbywa się tak powolnie, iż siły bezwładności poruszających się mas mogą być pominięte. Energja odkształcenia sprężystego jest zawsze wielkością dodatnią lub równą zeru. Rozpatruje się ją zazwyczaj w odniesieniu do jednostki objętości, zwaną wówczas właściwą (albo względną) energją odkształcenia sprężystego i oznacza się przez λ.

Można dowieść w sposób ogólny, iż właściwa energja odkształcenia sprężystego ciała λ w najogólniejszym stanie napięcia we wszystkich wypadkach, gdzie ma miejsce zasada superpozycji, przedstawia się jako jednorodna funkcja kwadratowa samych naprężeń lub jako także funkcja tylko odkształceń.

Przy stopniowem powolnem wzrastaniu naprężenia normalnego σ zależność jego od wywołanego odkształcenia ε, w granicach małych odkształceń przedstawia się linją prostą. Pole odpowiedniego trójkąta przedstawia właściwą (t. j. odniesioną do jednostki objętości) energję odkształcenia (sprężystego) nagromadzoną w materjale sprężystym przy odkształceniu rozciągania i jest równe

$$\lambda = \frac{1}{2} . \sigma . \varepsilon = \frac{1}{2E} . \sigma^2 = \frac{1}{2} E \varepsilon^2 \quad . \quad (7)$$

Przy stopniowem, powolnem wzrastaniu naprężenia ścinającego τ w jakimkolwiek przekroju, któremu zawsze towarzyszy naprężenie równe co do wielkości absolutnej w przekroju prostopadłym, zależność tego naprężenia τ od wywołanego przezeń odkształcenia γ, (ujemnego przyrostu kąta prostego) w granicach małych od-

kształceń, przedstawia się linją prostą; pole odnośnego trójkąta przedstawia właściwą energję odkształcenia sprężystego, nagromadzoną w materjale sprężystym przy odkształceniu ścinania, odniesioną do jednostki objętości i równa się

$$\lambda = \frac{1}{2}\tau\gamma = \frac{1}{2G}\tau^2 = \frac{1}{2}G\gamma^2 \quad . \quad (7a)$$

Przy najogólniejszym — trójwymiarowym stanie napięcia wchodzi w grę sześć naprężeń składowych $\sigma_x . \sigma_y . \sigma_z . \tau_{xy} . \tau_{yz} . \tau_{zx}$ i sześć odpowiednich odkształceń właściwych (albo względnych) $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z, \gamma_{xy}, \gamma_{yz}, \gamma_{zx}$.

Całkowita więc energja odkształcenia sprężystego w danym punkcie ciała, będącego w ogólnym stanie napięcia, odniesiona do jednostki objętości λ we wszystkich przypadkach, gdzie ma miejsce zasada superpozycji wyraża się:

$$\lambda = \frac{1}{2}(\sigma_x\ \varepsilon_x + \sigma_y\ \varepsilon_y + \sigma_z\ \varepsilon_z + \tau_{xy}\gamma_{xy} + \tau_{yz}\gamma_{yz} + \tau_{zx}\gamma_{zx}) \quad . \ . \ . \quad (8)$$

przyczem obojętne jest, jak zostały obrane kierunki osi współrzędnych: jeżeli są one kierunkami głównemi, to wówczas wyrażenie (8) redukuje się do

$$\lambda = \frac{1}{2}(\sigma_1\ \varepsilon_1 + \sigma_2\ \varepsilon_2 + \sigma_3\ \varepsilon_3) \text{ lub}$$

$$\lambda = \frac{1}{2E}[\sigma^2_1 + \sigma^2_2 + \sigma_3^2 - 2\mu(\sigma_1\sigma_2 + \sigma_2\sigma_3 + \sigma_3\sigma_1)] \quad (8a)$$

Chcąc bowiem całkowitą energję właściwą (względną) odkształcenia w ogólnej formie (wzór 8) wyrazić w funkcji tylko naprężeń lub w funkcji tylko odkształceń, należy tylko wziąć pod uwagę, iż każde odkształcenie właściwe ε_x, ε_y ε_z jest funkcją trzech naprężeń normalnych, a mianowicie:

$$\varepsilon_x = \frac{1}{E}[\sigma_x - \mu\ (\sigma_y + \sigma_z\ )]$$

$$\varepsilon_y = \frac{1}{E}\ [\sigma_y - \mu\ (\sigma_z + \sigma_x\ )]$$

$$\varepsilon_z = \frac{1}{E}[\sigma_z - \mu\ (\sigma_x + \sigma_y\ )]$$

gdzie wielkości w nawiasach [ ] zowią się naprężeniami sprowadzonemi albo zredukowanemi i że

$$\gamma_{xy} = \frac{1}{G}\ \tau_{xy} = \frac{2\ (\mu + 1)}{E}\ \tau_{xy}$$

$$\gamma_{yz} = \frac{1}{G}\ \tau_{yz} = \frac{2\ (\mu + 1)}{E}\ \tau_{yz}$$

$$\gamma_{zx} = \frac{1}{G}\ \tau_{zx} = \frac{2\ (\mu + 1)}{E}\ \tau_{zx}$$

a więc

$$\lambda = \frac{1}{2E}\ [\sigma^2{}_x + \sigma_y{}^2 + \sigma^2{}_z - 2\mu\ (\sigma_x\ \sigma_y + \sigma_y\sigma_z + \sigma_z\sigma_x\ ) + 2\ (\mu = 1)\ (\tau_{xy}{}^2 + \tau_{yz}{}^2 + \tau_{zx}{}^2)] \quad (9)$$

albo

$$\lambda = \frac{1}{4\ (\mu + 1)\ G}\ [\sigma_x{}^2 + \sigma_y{}^2 + \sigma_z{}^2 - 2\mu\ (\sigma_x\ \sigma_y + \sigma_y\sigma_z + \sigma_z\sigma_x\ ) + 2\ (\mu + 1)\ (\tau_{xy}{}^2 + \tau_{yz} + \tau_{zx}{}^2)] \quad . \ . \quad (9a)$$

Ponieważ $\sigma_x{}^2 + \sigma_y{}^2 + \sigma_z{}^2 = (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)^2 - 2\sigma_x\sigma_y - 2\sigma_y\ \sigma_z - 2\sigma_z\ \sigma_x$ to wyrażenie 9 i 9a przekształci się w sposób następujący:

$$\lambda = \frac{1}{2E}\left\{(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)^2 + 2(\mu + 1)\left[\tau_{xy}{}^2 + \tau_{yz} + \tau_{zx}{}^2 - (\sigma_x\sigma_y + \sigma_y\sigma_z + \sigma_z\sigma_x)\right]\right\}$$

$$\lambda = \frac{1}{4(\mu + 1)G}\left\{(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z\ ) + 2\ (\mu + 1)\left[\tau_{xy}{}^2 + \tau_{yz}{}^2 + \tau_{zy} - (\sigma_x\sigma_y + \sigma_y\sigma_z + \sigma_z\sigma_x\ )\right]\right\}$$

lub wreszcie:

$$\lambda = \frac{m}{4\ (m + 1)\ G}\ (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)^2 - \frac{1}{2G}(\sigma_x\ \sigma_y + \sigma_y\sigma_z + \sigma_z . \sigma_x\ ) + \frac{1}{2G}\tau_{xy}{}^2 + \tau_{yz} + \tau_{zx})\ldots 10)$$

Pierwszy wyraz prawej strony tego równania jest funkcją kwadratu średniego naprężenia hydrostatycznego i wyraża część energji odkształcenia sprężystego, wywołującego tylko zmianę objętości bez zmiany postaci. Trzeci wyraz jest funkcją naprężeń stycznych i wyraża część energji odkształcenia sprężystego, które przeciwnie nie wywołuje zmiany objętości, lecz tylko zmianę postaci — co do drugiego wyrazu prawej strony równania (10), to z góry powiedzieć trudno jakiego typu energję odkształcenia sprężystego on przedstawia.

To też przekształcając ten wyraz otrzymujemy:

$$\frac{1}{2G}\ \sigma_x\ \sigma_y + \sigma_y\ \sigma_z + \sigma_z\ \sigma_x\ ) =$$

$$= \frac{1}{4G}\ (2\sigma_x\ \ \sigma_y + 2\sigma_y\ \ \sigma_z + 2\sigma_z\ \ \sigma_x\ ) =$$

$$= -\frac{1}{4\ G}\ [(\sigma_x\ \ \sigma_y\ )^2 + (\sigma_y\ - \sigma_z\ )^2 + (\sigma_z - \sigma_x\ )^2] + \frac{1}{4G}[\ 2\ (\sigma_x + \sigma_y\ + \sigma_z\ )^2 - 4\ \ (\sigma_x\ \ \sigma_y + \sigma_y\ \ \sigma_z\ \ + \sigma_z\ \ \sigma_x\ )]$$

albo rozwijając nawiasy [ ] mamy:

$$\frac{1}{2G}\ \ (\sigma_x\ \sigma_y + \sigma_y\ \sigma_z\ + \sigma_z\ \sigma_x\ ) =$$

$$= -\frac{1}{4G}\ (\sigma_x - \sigma_y\ )^2 + (\sigma_y - \sigma_z\ )^2 +$$

$$+ (\sigma_z - \sigma_x)^2 + \frac{1}{2G}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)^2 -$$

$$- \frac{1}{G}\,\sigma_x\sigma_y + \sigma_y + \sigma_z\,\sigma_x)$$

i upraszczając otrzymamy:

$$\frac{3}{2G}(\sigma_x\sigma_y + \sigma_y\sigma_z + \sigma_z\sigma_x) = -\frac{1}{4G}\Big[(\sigma_x - \sigma_y)^2 +$$

$$+ (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2\Big] + \frac{1}{2G}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)^2$$

i ostatecznie:

$$-\frac{1}{2G}(\sigma_x\sigma_y + \sigma_y\sigma_z + \sigma_z\sigma_x) = +\frac{1}{12G}\Big[(\sigma_x -$$

$$- \sigma_y)^2 + (\sigma_x - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2\Big] \frac{1}{6G} - (\sigma_x +$$

$$+ \sigma_y + \sigma_z)^2$$

Tak więc drugi wyraz równania (10) przedstawia sumę pewnej części energji sprężystego odkształcenia objętościowego: $-\frac{1}{6G}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)^2$ i energji odkształcenia postaciowego $+\frac{1}{12G}\Big[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2\Big]$, zawdzięczając naprężeniom normalnym, gdyż wyrażenie $-\frac{1}{6G}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)^2$ jest funkcją kwadratu średniego naprężenia hydrostatycznego $p = \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{3}$ i wyraża część całkowitej energji odkształcenia sprężystego, wywołującego zmianę tylko objętości bez zmiany postaci, a wyrażenie $\frac{1}{12G}\Big[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2\Big]$ jest funkcją kwadratów największych naprężeń stycznych:

$$\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2};\quad \frac{\sigma_y - \sigma_z}{2};\quad \frac{\sigma_z - \sigma_x}{2}$$

działających w określonych wyżej płaszczyznach osi współrzędnych *xy, yz, zx* i pochodzących z naprężeń normalnych: σ_x i σ_y; σ_y i σ_z; σ_z i σ_x.

Naprężenia te, jak wogóle naprężenia styczne, nie wywołują zmiany objętości, lecz tylko zmianę postaci.

(d. c. n.)

Prof W. IWANOWSKI i inż. P. WOJCIESZAK.
Zakł. Techn. Fermentacji Politechniki Warszawskiej.

WYNIKI UŻYCIA SPIRYTUSOWYCH MIESZANEK NAPĘDOWYCH.

Od 3 lat z górą prowadzone są w Politechnice Warszawskiej, z ramienia Komitetu Popierania Technicznych Zastosowań Spirytusu przy Polskiem Towarzystwie Chemicznem, próby i doświadczenia nad mieszankami spirytusowemi do celów napędowych.

Szczegółowe rezultaty tych prac zostały opublikowane w wydanej przez wyżej wspomniany Komitet, broszurze p. t. „Zagadnienie paliwa spirytusowego w Polsce" str. 131, Warszawa 1929. (Nakład Naczelnej Organizacji Przemysłu Gorzelń Rolniczych, ul. Czackiego 3, tamże do nabycia). W wyniku tych prób zostało określone działanie poszczególnych składników mieszanki i ustalono kilka typów mieszanek, które na podstawie setek doświadczeń powinny dawać najlepsze rezultaty w użyciu.

Tych kilka typów zostało poddane szczegółowemu badaniu porównawczemu z benzyną na silnikach stacyjnych. Dokładne wyniki porównawcze można osiągnąć jedynie na dobrze urządzonym silniku stacyjnym, gdzie obciążenie i ilość obrotów mogą być utrzymane na dość stałym poziomie i mierzone za pomocą dokładnych przyrządów.

Do prób przygotowano 4 typy mieszanek na spirytusie uwodnionym i bezwodnym. Charakterystyka składu tych mieszanek jest następująca:

Typ mieszanki	Zawartość spirytusu	Moc spirytusu
CN1	50 %	94° Tr.
CTN	50 %	absolutny
CN3	50 %	absolutny
T1	35 %	absolutny

Wszystkie te mieszanki odpowiadają warunkom, stawianym przez francuski Office National de Combustibles Liquides dla mieszanek spirytusowych. Oprócz tego zbadano mieszankę t. zw. „Polminowską" kupioną wprost z pompy benzynowej przy ul. Kopernika w Warszawie. Mieszanka ta przepisowo zawiera 30% alkoholu absolutnego. Dla porównania użyto benzyny „Standard Nobel" o c. wł. 0,725.

Próby przeprowadzono na silniku „Renault" 4-cylindrowym o mocy ok. 8 KM. i ilości

obrotów ok. 1500/*min.*, oraz na silniku „CWS“, 4-cylindrowym, o mocy ok. 30 KM. i ilości obrotów ok. 1500/*min.*[1]). Silnik Renault połączony był z prądnicą, której prąd gubiony był w oporniku elektrolitycznym, zaś silnik „CWS“ — z dynamometrem systemu Frouda. Zużycie benzyny na koniagodzinę przy pełnem obciążeniu wynosiło:

dla silnika Renault — 547 *cm* t. j. 397 *gr*.
„ „ CWS — 395 *cm* t. j. 287 *gr*.

Silnik pędzono przy trzech obciążeniach ($P=1$, $P=^2/_3$, $P=^1/_3$), utrzymując stałą liczbę obrotów. Tego rodzaju próba daje nam najbardziej zbliżony obraz do pracy silnika w samochodzie, gdzie silnik pracuje przeważnie na obciążeniu od $P=^1/_2$ do $P=^1/_3$, osiągająca maksymalną moc jedynie przy pokonywaniu większych wzniesień. Średnie wyniki z tych trzech obciążeń powinny dać najbardziej przybliżone porównanie pracy mieszanki i benzyny na szosie.

[1]) Próby na silniku „Renault“ wykonano w Zakładzie Maszyn Cieplnych Politechniki Warszawskiej, zaś próby na silniku „CWS“ — w Państwowej Wytwórni Samochodów na Pradze, ul. Terespolska.

Wyniki prób.

Typ mieszanki	Oszczędność w procentach objętościowych w zużyciu mieszanki w stosunku do benzyny na *KM*-godzinę przy $P=1$	$P=^2/_3$	$P=^1/_3$	średnio
Silnik „Renault“ 4-cylindrowy, o mocy ok. 8 *KM*.				
CN1	2,75 %	8,55 %	—	5,65 %
CTN	— 1,80 „*)	4,40 „	8,48 %	3,70 „
CN3	15,60 „	7,56 „	7,35 „	10,16 „
T1	21,12 „	14,14 „	14,93 „	16,70 „
Silnik „CWS“ 4-cilindrowy o mocy ok. 30 *KM*.				
CN1	6,15 %	16,50 %	15,00 %	12,55 %
CTN	6,20 „	8,20 „	17,60 „	10,70 „
CN3	7,10 „	8,88 „	13,00 „	9,73 „
T1	9,90 „	8,60 „	10,70 „	10,70 „
„Polminowska“	2,77 „	5,37 „	9,29 „	5,77 „

Z powyższych wyników widzimy, że umiejętnie zestawione mieszanki, zarówno na spirytusie absolutnym jak i uwodnionym, dając taki sam efekt siłowy jak benzyna, powodują mniejsze zużycie objętościowe na koniagodzinę. Silnik pędzony mieszanką daje równiejszy bieg, co się wyraża w znacznie zmniejszonym iskrzeniu prądnicy (przy próbach na silniku „Renault“) względnie cichszym biegu motoru (próby na silniku „CWS“).

*) T. j. większe od benzyny zużycie mieszanki.

W. ROKITOWSKI, inż.

WYBUCH ZBIORNIKA POWIETRZNEGO POD CIŚNIENIEM.

(*4 wypadek od początku 1929 roku*).

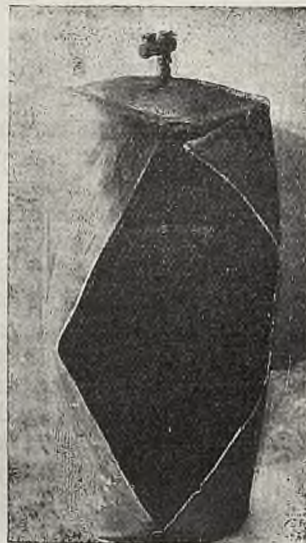
W dniu 7 lutego br. o godz. 16-ej wybuchł zbiornik powietrzny w zakładzie do maszynowego lakierowania samochodów w Białej.

Zbiornik był częścią składową urządzenia do maszynowego lakierowania, mianowicie kompresor tłoczył powietrze do zbiornika, skąd ściśnione powietrze było pobierane do przyrządów lakierniczych.

Zbiornik pękł przez szew spawany, jak podaje rys. 1. Bezpośrednio po wybuchu, po zawiadomieniu przez właściciela, stwierdzono, że manometr mimo wybuchu nie został zniszczony, wskazówka zaś ustaliła się przy 3 atmosferach. Zbiornik posiadał sprężynowy zawór bezpieczeństwa bez ustalającej rurki, któraby zabezpieczała przed zbytniem przyciąganiem sprężyny.

Zbiornik pracował pod ciśnieniem 6—7 *atn*. Na zastosowanie większego ciśnienia nie pozwalał kompresor. Zawór bezpieczeństwa nastawiony był na ciśnienie 10 *atn*. Przy działaniu zaworu ciśnienie jednak nie opadało zbyt szybko. Zawór sykiem raczej ostrzegał o osiągnięciu pewnego ciśnienia. Próbę działania zaworu wykonano zapomocą ciśnienia wody. Obecny przy wybuchu pracownik stwierdził, że manometr wskazywał 4 *atn* ciśnienia.

Po rozebraniu zaworu stwierdzono, że grzybek chodził lekko, niezacierał się, ani też otwór



Rys. 1.

nie był zabity, tak samo otwór prowadzący do manometru był czysty.

Zbiornik został dostarczony przez wiedeńską firmę Paneck i Sohn wg. zamówienia z dnia 29 marca 1928. Wg. listu zbiornik był wypróbowany ciśnieniem 15 *atn*, jednak o ciśnieniu roboczem zbiornika firma dostarczająca *nie wspomina*.

Właściciel zbiornika zażądał od firmy Paneck z Wiednia rysunku zbiornika, dalej wyjaśnienia, z jakiego materjału był zbiornik wykonany, jak spawany i na jakie ciśnienie robocze zbudowany — jednak firma dotychczas mimo przynaglań nie odpowiedziała.

Tabela I podaje wyniki przeprowadzonych w wytwórni Bartemus i Suchy w Bielsku badań wytrzymałości materjału na rozerwanie.

Przyjmujemy, że próba była robiona tak jak dla naczyń parowych pod ciśnieniem, (wg. przepisów austryjackich).

Ciśnienie robocze $\times$ 1.5 + 1 *at*, z czego ciśnienie robocze dla zbiornika wypadłoby około 9 *atn* licząc pewność szwu spawanego autogenem na styk 0,3, wytrzymałość blachy na rozerwanie 24 kg/mm^2 nie uwzględniając dodatku na rdzewienie 1 *mm* i przyjmując pewność mocy 5 wypadłaby grubość blach przy średnicy 480 *mm*:

$$s = \frac{p \times D \times x}{200 \times 42{,}6 \times 0{,}3} = \frac{9 \times 480 \times 5}{200 \times 42{,}6 \times 0{,}3} = 8{,}5 \; mm$$

gdy jest tylko 4,8 *mm* sam więc zbiornik był *za słabo wykonany*, a szczególnie *nieudolnie był wykonany spaw* i to *właśnie było powodem wybuchu.*

TABELA I.

Przedmiot badania: stara blacha kotłowa.
Rodzaj próbek: paski po szerokiej stronie nieobrobione, po wąskiej heblowane.

Znakowanie pasków . . .	1	2
Przekrój, *mm*	4,8 × 19,7	4,8 × 19,7
„ mm^2	94,6	94,6
Długość, *mm*	122	122
Siła zrywająca, *kg* . . .	4050	4050
„ kg/mm^2 .	42,6	42,6
Ciągliwość	Z powodu niejednolitości materjału rozerwanie obu pasków nastąpiło po za granicami długości pomiarowej wobec czego ciągliwość nie mogła być dokładnie ustalona.	

PRZEGLĄD KSIĄŻEK.

ELEKTRYFIKACJA POLSKI.

Zeszyt IV. W-wa 1929.

Nasze Zagłębie Węglowe, a szczególnie dzielnica Śląska obfituje w zasoby energetyczne, których racjonalne wyzyskanie do celów elektryfikacyjnych wpłynęłoby wydatnie na podniesienie stanu gospodarczego Państwa

Szczególniejsze znaczenie dla racjonalnej gospodarki węglowej posiadają zagadnienia z jednej strony zużycia mniej wartościowych gatunków węgla, a głównie miału, trudnego do zbytu, bezużytecznie leżącego na zwałach, a z drugiej strony znaczne rezerwy maszynowe w elektrowniach kopalnianych i w hutach Zagłębia.

Jako wyjście z sytuacji jest wskazana współpraca elektrowni Zagłębia, przetwarzających miał na energję elektryczną, zasilającą wspólną sieć przewodów.